

# TRAYECTORIAS Y TIEMPOS DE COMBUSTION DE PARTICULAS DE MADERA INFLAMADAS EN INCENDIOS FORESTALES

Por C. SANCHEZ TARIFA, P. PEREZ DEL NOTARIO

y

F. GARCIA MORENO

Ingenieros Aeronáuticos

## INTRODUCCION

*En el Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial Esteban Terradas se viene desarrollando un programa de investigación sobre algunos problemas básicos existentes en incendios forestales mediante contratos con el Forest Service del Departamento de Agricultura de los Estados Unidos.*

*Los incendios urbanos y forestales ocasionan ingentes pérdidas económicas y aun sensibles pérdidas de vidas humanas. A la prevención y extinción de estos incendios se dedica, en consecuencia, un importante esfuerzo económico, pero toda la tecnología de este esfuerzo se basa, fundamentalmente, en métodos empíricos.*

*Este defecto, que dificulta el desarrollo de nuevos métodos de prevención y extinción de incendios, ha sido reconocido desde hace tiempo, habiéndose sentido la necesidad de que se atacaran estos problemas con un mayor conocimiento científico de los mismos.*

*En este sentido se celebró en los Estados Unidos, en el año 1957, una conferencia sobre Fire Research Work, en la que se establecieron una serie de temas que deberían ser estudiados científicamente, con la esperanza de que de estos estudios surgiesen nuevos y mejores métodos de prevención, detección y extinción de incendios forestales.*

*Dos de los temas propuestos: leyes básicas del fuego en atmósfera libre y propagación de incendios forestales mediante partículas inflamadas están siendo estudiados por el grupo que trabaja sobre combustión en el INTA (\*), y en el presente trabajo se exponen los principales resultados obtenidos hasta la fecha en relación con el segundo tema de investigación.*

## 1. El problema de la propagación de incendios por partículas inflamadas.

En incendios forestales de gran intensidad, el mecanismo predominante de propagación del fuego es el transporte de partículas de madera ardiendo por delante del frente de avance del fuego. Trozos de madera inflamados son elevados por las corrientes convectivas de aire y entonces son arrastrados hacia delante por el viento. Una lluvia de millares de partículas ardiendo extiende la zona de propagación del fuego. Este fenómeno es una de las peores características de los grandes fuegos, aumentando su intensidad y dificultando grandemente los trabajos de extinción.

En condiciones extremadamente adversas algunas partículas son elevadas a gran altura y entonces pueden producir fuegos secundarios a varios kilómetros de distancia del principal frente de fuego. Estos fuegos secundarios son muy peligrosos y difíciles de prevenir y extinguir.

El presente trabajo es una contribución al estudio de las características de combustión y trayectorias de vuelos de partículas ardiendo. Partículas de varias clases de madera y distintas formas se quemaron en túneles aerodinámicos y las variaciones de su peso y de su resistencia aerodinámica fueran determinadas en función del tiempo. A partir de estos datos pueden ser calculadas las trayectorias de vuelo y los tiempos de combustión de partículas ardiendo bajo condiciones de viento dadas, así como la máxima distancia que puede ser alcanzada por las partículas todavía ardiendo.

Estos resultados permiten la evaluación de las áreas peligrosas de una posible propagación del fuego y proporcionan unos resultados comparativos del peligro potencial de partículas ardiendo según su tamaño, forma, clase de madera y contenido de humedad.

## 2. Ecuaciones fundamentales.

El movimiento de las partículas ardiendo se estudia bajo las hipótesis de que se comportan como una masa puntual y que la resistencia aerodinámica actúa en dirección opuesta al movimiento del centro de gravedad de la partícula. También se admite que la velocidad de combustión es igual sobre toda la superficie de la partícula a fin de que la combustión no introduzca fuerzas adicionales sobre la partícula.

Bajo estas hipótesis el movimiento bidimensional de una partícula  $m$ , moviéndose con la velocidad absoluta  $V(x, y, t)$  dentro de un viento de

velocidad  $u(x, y, t)$  está gobernado por el siguiente sistema de ecuaciones diferenciales:

$$m \frac{dV_x}{dt} = m \frac{du_x}{dt} - m \frac{dw_x}{dt} = -\frac{1}{2} \rho C_D A w^2 \frac{w_x}{w} \quad [1]$$

$$m \frac{dV_y}{dt} = m \frac{du_y}{dt} - m \frac{dw_y}{dt} = \frac{1}{2} \rho C_D A w^2 \frac{w_x}{w} - m g \quad [2]$$

En estas ecuaciones  $w(x, y, t)$  es la velocidad relativa del viento con respecto a la partícula,  $C_D$  es el coeficiente de resistencia aerodinámica,  $\rho$  es la densidad del aire y  $A$  la máxima sección frontal de la partícula.

Considerando constantes las condiciones del viento tenemos:

$$\frac{dw_x}{dt} + \frac{1}{2} (\rho C_D A / m) w w_x = 0 \quad [3]$$

$$\frac{dw_y}{dt} + \frac{1}{2} (\rho C_D A / m) w w_y - g = 0 \quad [4]$$

Desde que la partícula se enciende, su masa, sección frontal y coeficiente de resistencia son funciones del tiempo y de la velocidad relativa del viento.

Por lo tanto el parámetro:

$$\alpha := \frac{\rho C_D A}{2 m} \quad [5]$$

es una función de  $w$  y  $t$ .

El problema consiste en la integración del sistema [3]-[4] con objeto de obtener las trayectorias de vuelo de las partículas por medio de las expresiones:

$$x = \int_0^t (u_x - w_x) dt \quad [6]$$

$$y = \int_0^t (u_y - w_y) dt \quad [7]$$

La función  $\alpha(w, t)$  tiene que ser determinada experimentalmente. El tiempo de extinción  $t_b(w, t)$  es obtenido también experimentalmente. Este tiempo de extinción puede ser más o menos largo que el tiempo  $t_g$  requerido por la partícula para alcanzar el suelo.

En el primer caso, las partículas alcanzan el suelo todavía ardiendo, y en el segundo, se apagan en el aire.

Cuando  $t_b = t_g$  es alcanzada la máxima distancia horizontal de una posible propagación del fuego.

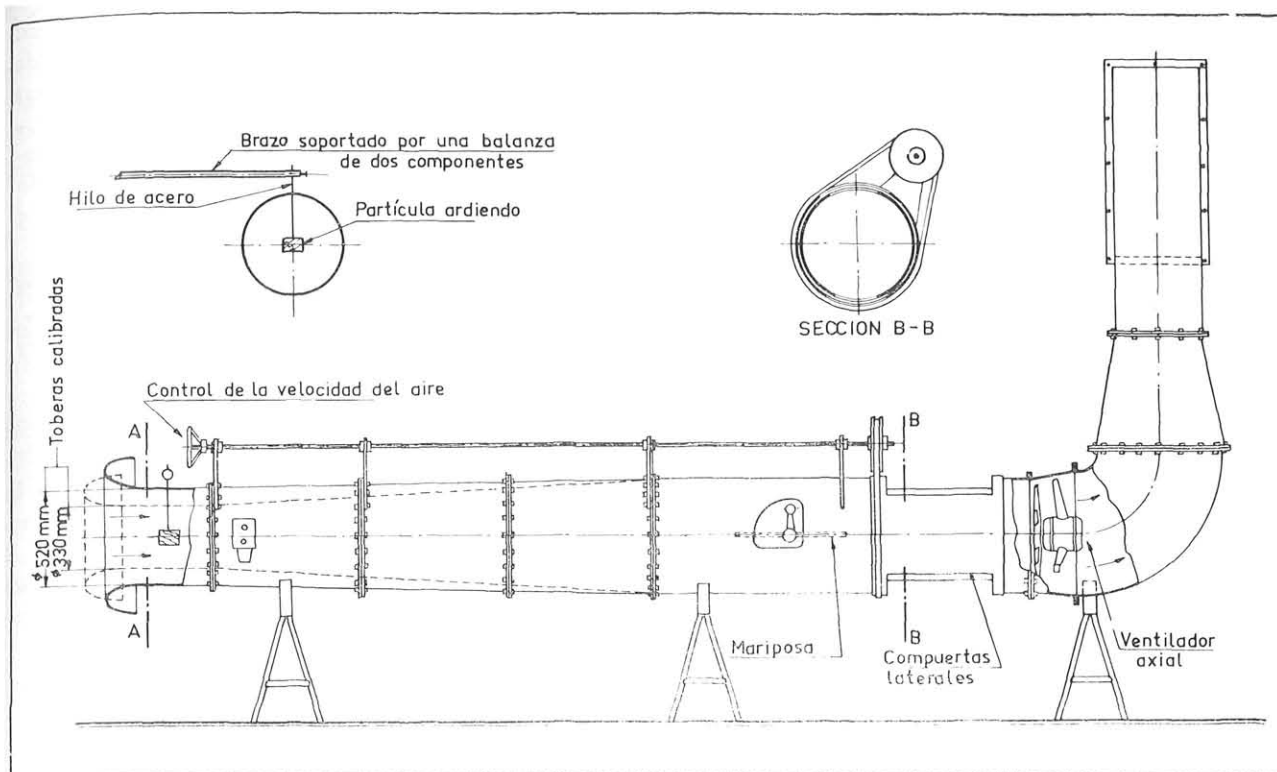


Fig. 1.— Diagrama del túnel aerodinámico horizontal.

### 3. Investigación realizada.

Con el fin de determinar las funciones  $\alpha(\omega, t)$  y  $t_b(\omega, t)$  se procedió experimentalmente, quemando partículas de madera en un túnel aerodinámico, registrándose el peso y resistencia aerodinámica de las partículas en función del tiempo.

Para llevar a cabo este programa de investigación se proyectaron y construyeron dos túneles aerodinámicos. Uno de ellos (fig. 1) es un túnel de succión con compuertas laterales regulables, en el cual la velocidad del aire está controlada por medio de dichas compuertas y por una válvula de mariposa. De esta forma la velocidad del viento puede variarse desde 0 a 40 m./seg.

Las partículas de madera se suspenden por medio de un fino alambre de acero en la sección de ensayo, y la ignición de las mismas se produce con un soplete de butano.

El peso y resistencia aerodinámica de las partículas se mide en función del tiempo por medio de una balanza de *strain-gauges* de dos componentes y con un equipo registrador de cuatro canales

de alta sensibilidad. La variación del tamaño de la partícula ardiendo se mide tomando fotografías durante el proceso de combustión.

Las experiencias fueron realizadas con viento de velocidad constante o variable.

El segundo túnel es parecido al descrito anteriormente, pero colocado en posición vertical con su sección de entrada en la parte inferior. El motivo de colocar este túnel verticalmente es con el fin de facilitar las pruebas con una velocidad constante del viento igual a la velocidad límite de caída de la partícula.

Con el fin de mantener el alambre de acero que sujeta a la partícula en una posición horizontal, la velocidad del viento se reduce continuamente mientras se quema la partícula. De esta forma, la resistencia aerodinámica de la misma se mantiene igual a su peso durante el proceso de combustión.

Pruebas similares con la velocidad límite de caída pueden ser realizadas en el túnel horizontal, igualando los valores registrados del peso y la resistencia aerodinámica de la partícula, mediante

una disminución continua de la velocidad del viento.

#### 4. Resultados experimentales.

El programa de investigación comprende el estudio de diferentes tipos de partículas. Su tamaño, forma, clase de madera y humedad contenida intervienen como parámetros en los procesos investigados.

Partículas esféricas y cilíndricas de diferentes tamaños y de cinco clases de madera fueron estudiadas.

El diámetro inicial de las esferas estaba comprendido entre 10 y 50 mm.

Las partículas cilíndricas tenían una longitud comprendida entre 18 y 36 mm. y un radio desde 6 a 15 mm. Partículas de madera de pino (*Pinus pinaster*), roble (*Quercus rubra*), álamo (*Populus tremuloides*), abeto (*Picea excelsa*) y balsa (*Ochroma lagopus*) fueron estudiadas, con un contenido de humedad comprendido entre el 2 y el 25 por 100.

Las partículas fueron quemadas en los túneles con una velocidad del viento constante o variable. Esferas y cilindros mantuvieron aproximadamente su forma mientras se quemaban.

Como la madera no es una sustancia homogénea, los resultados obtenidos mostraron una dispersión considerable, lo que hizo necesaria la utilización de valores medios (ver figs. 5 y 6).

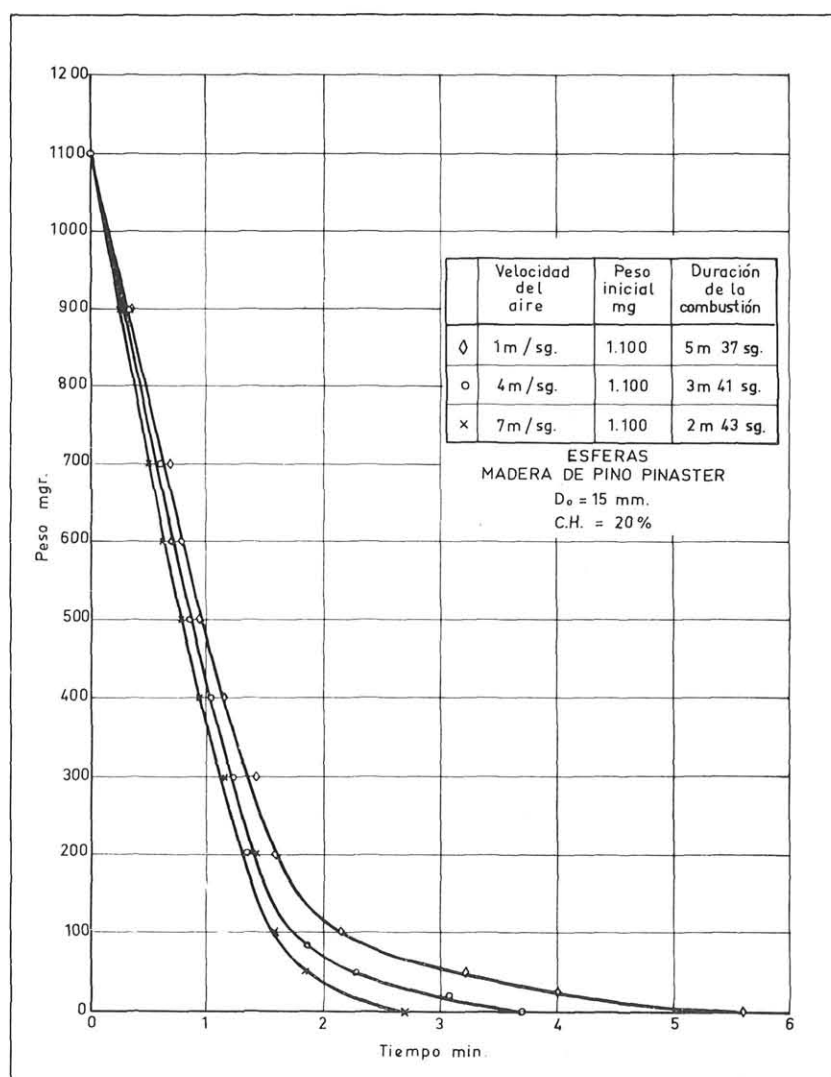


Fig. 2.— Peso de las partículas en función del tiempo. Cada curva representa los valores medios de cuatro o cinco ensayos.

Las partículas cilíndricas se sujetaron durante los ensayos con su eje en posición perpendicular a la dirección del viento. Esta posición es la de máxima resistencia, así como la de máxima estabilidad en una caída libre. Se realizó, sin embargo, un estudio de la posible influencia del movimiento libre del cilindro sobre las características de su combustión y resistencia aerodinámica, y se llegó a la conclusión de que al considerar el cilindro en una posición constante no introducía errores apreciables en el estudio de las características del vuelo y combustión de la partícula. Este estudio se realizó midiendo los tiempos de caída libre de cilindros soltados desde globos a alturas comprendidas entre 100 y 200 metros y comparando los tiempos obtenidos con los calculados en la suposición de que el cilindro caía en la posición de máxima resistencia. También se efectuaron ensayos de combustión de partículas haciéndolas girar sobre su

eje mediante un micromotor eléctrico incorporado a la balanza, obteniéndose resultados sensiblemente iguales a los obtenidos con las partículas en posición fija.

Algunos resultados experimentales obtenidos a velocidad constante del viento se incluye en las figuras 2 y 3.

En ellas se muestran las leyes típicas de variación de peso y de la resistencia aerodinámica en función del tiempo.

Cuando la velocidad del aire es baja las partículas arden con llama en el estado inicial del proceso de combustión, quemándose sin llama a partir de un cierto instante y manteniéndose incandescentes en esta forma hasta el final de la combustión. A grandes velocidades no se produce llama en ningún momento y todo el proceso de combustión ocurre en forma de incandescencia.

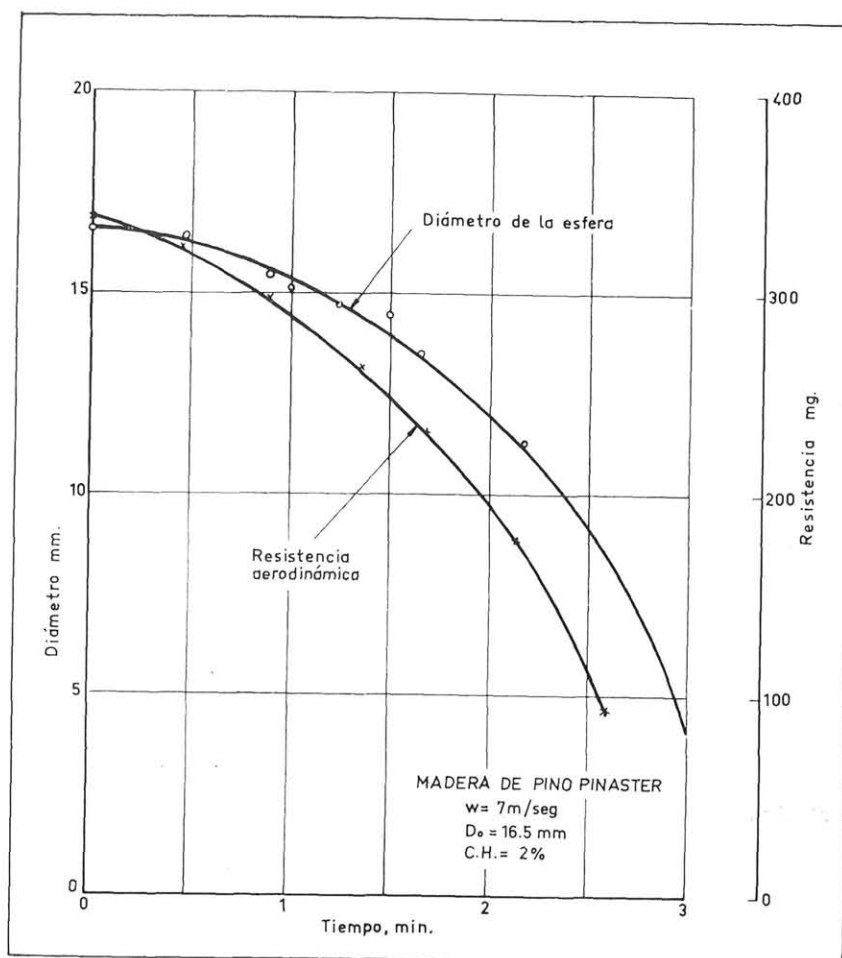


Fig. 3.— Diámetro y resistencia aerodinámica de una partícula en función del tiempo.

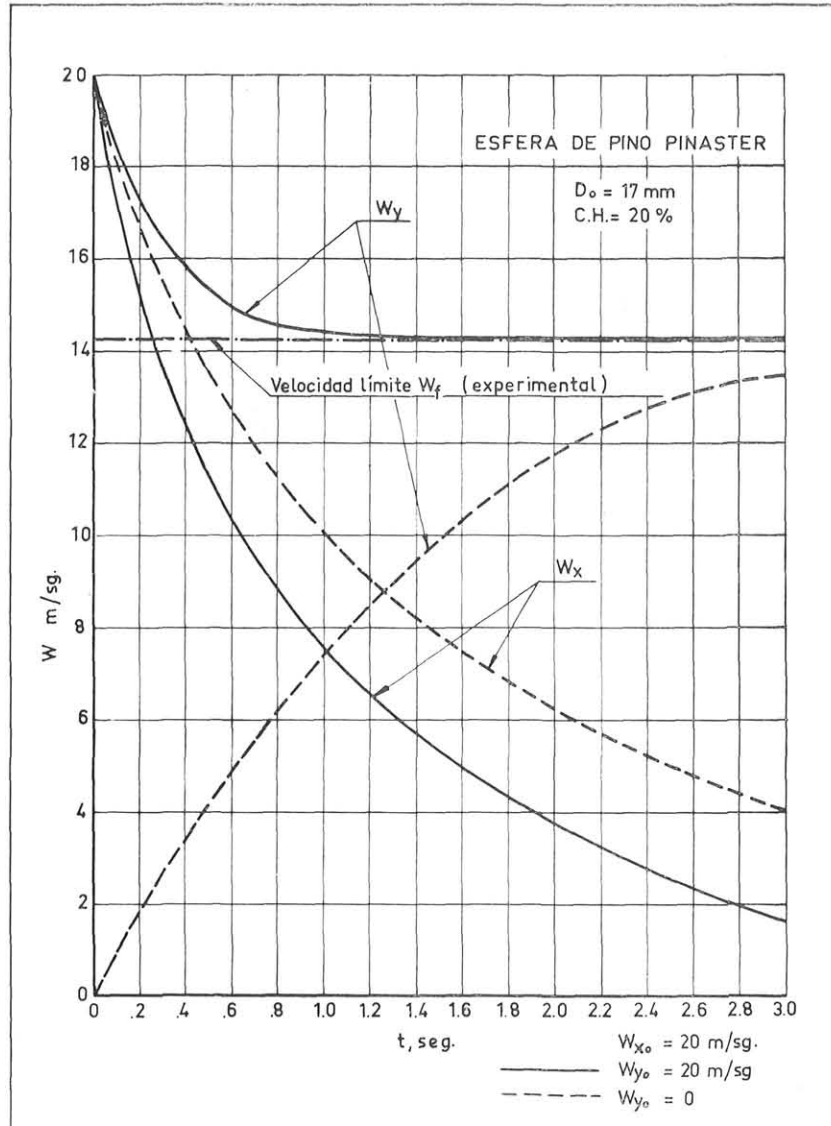


Fig. 4.— Componente  $w_x$  y  $w_y$  de la velocidad relativa del viento en función del tiempo.

El peso de las partículas disminuye al principio rápidamente y después decrece lentamente. El diámetro decrece de acuerdo con una ley cuadrática (ver secc. 8).

##### 5. Solución del sistema.

El sistema de ecuaciones diferenciales [3]-[4] tiene una solución analítica difícil, ya que  $\alpha$  es una función complicada de  $w$  y  $t$ . Afortunadamente existe una solución aproximada que da excelentes resultados en el cálculo de las trayectorias de vuelo.

La solución del sistema [3]-[4] proporciona los siguientes valores asintóticos:

$$(w_x)_{t \rightarrow \infty} = w_{xf} = 0 \quad [8]$$

$$(w_y)_{t \rightarrow \infty} = w_{yf} \equiv w_f = (g/\alpha)^{1/2} \quad [9]$$

Por medio de integraciones numéricas del sistema [3]-[4], que pueden realizarse con valores de  $\alpha$  experimentales y con soluciones analíticas aproximadas del sistema realizadas con un valor constante de  $\alpha$ , se comprueba con facilidad que las velocidades  $w_x$  y  $w_y$ , se aproximan mucho a sus valores asintóticos.

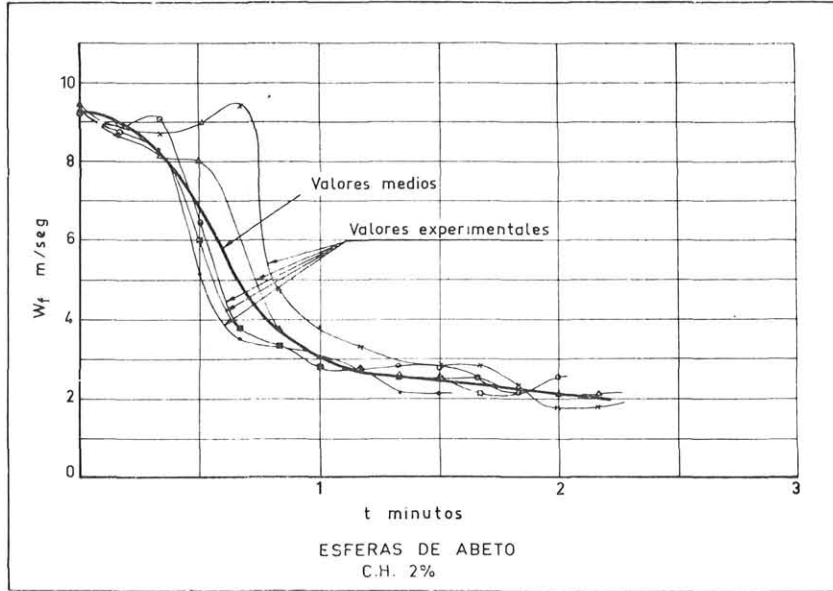


Fig. 5. - Valores experimentales medios de la velocidad límite de caída de partículas esféricas.

En la figura 4 se muestran dos casos representativos.

Se pueden ver que en dos o tres segundos  $w_x$  y  $w_y$  se aproximan mucho a sus valores asintóticos. Por otra parte, el tiempo de extinción de estas partículas ardiendo es del orden de dos o tres minutos. Por lo tanto, para calcular las trayectorias de vuelo es una excelente aproximación suponer que las partículas siempre vuelan con su velocidad límite de caída.

El sistema [3]-[4] puede integrarse analíticamente tomando un valor constante del parámetro  $\alpha$ . Considerando que:

$$-\frac{dw_x}{dt} = \alpha w w_x \cong \alpha_0 w w_x \quad [10]$$

$$-\frac{dw_y}{dt} = \alpha w w_y - g \cong \alpha_0 w w_y - g \quad [11]$$

$$[w_{y,0} > (g/\alpha_0)^{1/2}]$$

pueden obtenerse expresiones  $W_x$  y  $W_y$  mayorantes de  $w_x$  y  $w_y$ , por integración del sistema [3] - [4] con  $\alpha = \alpha_0$  (la integración se realizó por medio del cambio de variable  $z = \frac{w_y}{w_x}$  y suponiendo

do  $\frac{w_y}{w_x} \gg 1$ ).

Resulta:

$$w_x \cong W_x = \frac{2(g/\alpha_0)^{1/2} e^{-(g/\alpha_0)^{1/2} t}}{(g/\alpha_0)^{1/2} + w_{y,0} - [w_{y,0} - (g/\alpha_0)^{1/2}] e^{-2(g/\alpha_0)^{1/2} t}} \quad [12]$$

$$w_y - (g/\alpha)^{1/2} \cong w_y - (g/\alpha_0)^{1/2} =$$

$$= \frac{2(g/\alpha_0)^{1/2} [w_{y,0} - (g/\alpha_0)^{1/2}] e^{-2(g/\alpha_0)^{1/2} t}}{(g/\alpha_0)^{1/2} + w_{y,0} - [w_{y,0} - (g/\alpha_0)^{1/2}] e^{-2(g/\alpha_0)^{1/2} t}} \quad [13]$$

Con estas expresiones se comprueba rápidamente que el tiempo requerido por las partículas ardiendo para alcanzar velocidades muy próximas a sus valores asintóticos es siempre muy pequeño en todos los casos de interés práctico.

## 6. Trayectorias de vuelo y tiempos de combustión.

El tomar valores aproximados  $w_x = 0$ ,  $w_y = (g/\alpha)^{1/2}$  simplifica considerablemente el problema de calcular las trayectorias de vuelo y los tiempos de combustión de las partículas ardiendo.

La función  $w_f = f(t)$  se obtuvo experimentalmente siguiendo los métodos descritos en la sección 3. En las figuras 5, 6 y 7 se muestran algunos ejemplos representativos.

La forma inicial de las curvas  $w_f = f(t)$  depende apreciablemente del proceso de ignición, ya que los gases del soplete de ignición tienen una densidad más baja que la del aire ambiente. Por lo tanto, cuando la llama es retirada, la velocidad límite de caída decrece inmediatamente como se muestra en las figuras 5 y 6.

Fig. 6. — Influencia del período de ignición en las curvas de la velocidad límite de caída de partículas cilíndricas.

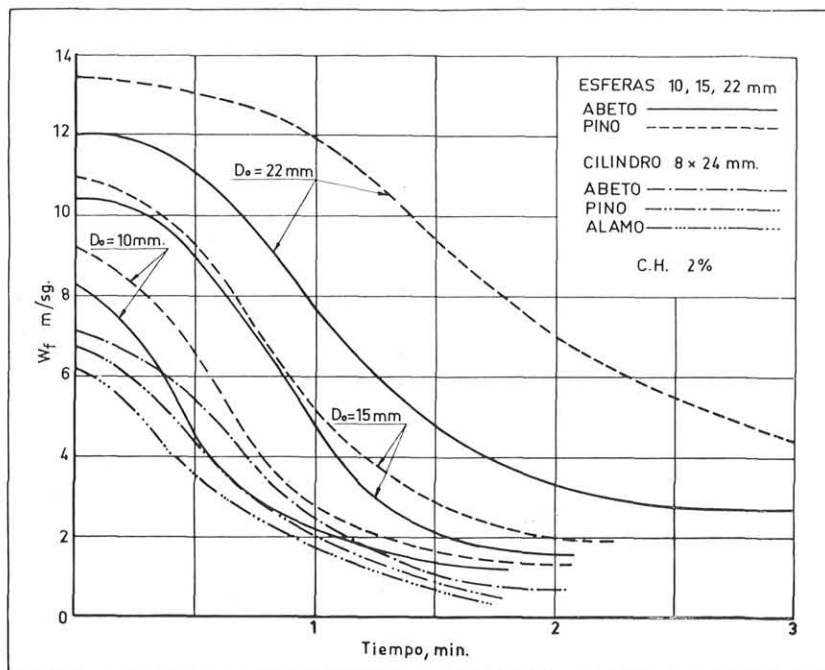
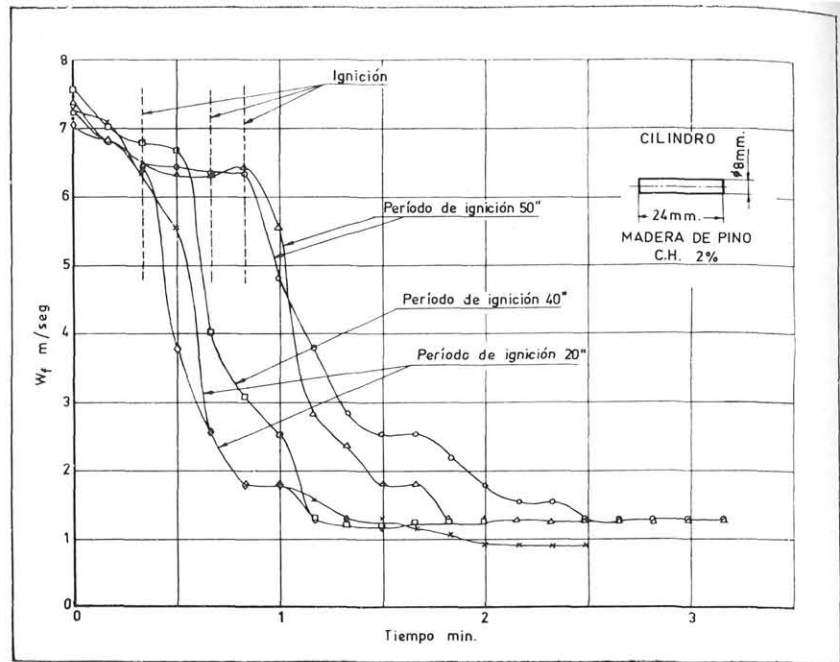


Fig. 7. — Velocidades límites de caída (valores medios) de varios tipos de partículas.

La ignición de las partículas introduce un factor subjetivo en el proceso. Con objeto de reducir el efecto de este factor subjetivo, los tiempos de ignición se hicieron lo más cortos posible. Asimismo, idénticos valores de los tiempos de ignición fueron asignados a idénticas partículas. Afortunadamente, la influencia de la ignición en las trayectorias de vuelo de las partículas no es muy importante.

A partir de la obtención de los valores experimentales de la función  $w_f = f(t)$  las trayectorias de vuelo se calculan inmediatamente por la integración numérica de las expresiones [6] y [7] para  $w_x = 0$ ,  $w_y = w_f$ .

Los errores introducidos en el cálculo de las trayectorias de vuelo al suponer que las partículas ardiendo vuelan a sus velocidades límites de caída, son muy pequeños en todos los casos prácticos.



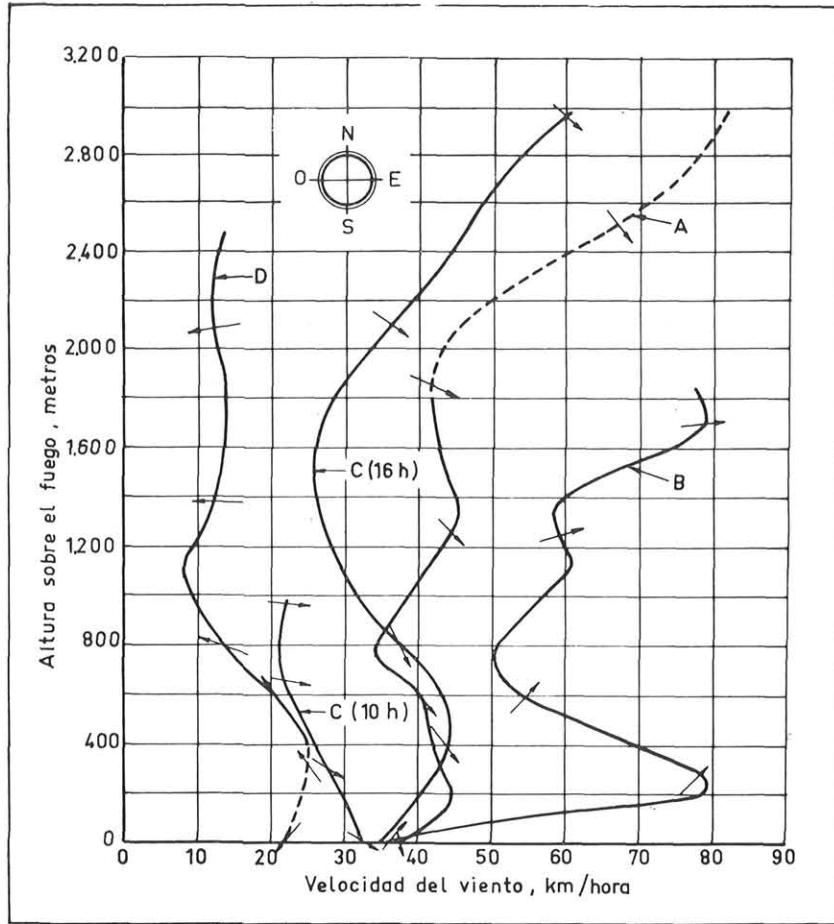


Fig. 8.— Perfiles de vientos en algunos importantes incendios forestales. A, Wood River Valley, 2-5-51; B, Chatsworth, 14-7-54; C, Fort Lewis, 23-10-53; D, Jamison, 31-8-54. (Tomado de Ref. 1).

Los errores de las trayectorias horizontales y verticales se pueden definir de la siguiente forma:

$$\epsilon_x = \frac{\int_0^{t_f} w_x dt}{\int_0^{t_f} (u_x - w_x) dt} \approx \frac{\int_0^{t_f} w_x dt}{u_x t_f} \quad [14]$$

$$\epsilon_y = \frac{\int_0^{t_f} (w_y - w_f) dt}{\int_0^{t_f} (u_y - w_y) dt} \approx \frac{\int_0^{t_f} (w_y - w_f) dt}{u_y t_f - \int_0^{t_f} w_f dt} \quad [15]$$

Introduciendo las expresiones de  $w_x$  y  $w_y$  dados por [12] y [13] en las fórmulas [4] y [5], se puede comprobar que estos errores son extremadamente pequeños siempre que el viento no sea demasiado débil y el tiempo final  $t_f$  demasiado pequeño, pero estos casos no son de interés práctico.

Un modelo de la columna de convección, así como las condiciones del viento tienen que fijarse con el fin de calcular las trayectorias de vuelo.

Las condiciones del viento en un fuego forestal pueden ser muy diferentes como se muestra en la figura 8. Sin embargo, se ha observado que en la mayoría de los fuegos existe un viento en chorro a baja altura para el cual la máxima intensidad se produce cerca del suelo, como se muestra en varios perfiles de viento en la figura 8.

Existen siempre columnas de convección sobre fuegos forestales bien desarrollados. Son de diferentes tipos que están determinados por las condiciones predominantes del aire.

Cuando hay viento en chorro y en lo alto el viento decrece o tiene un valor pequeño, una columna de convección vertical o casi vertical aparece, la cual es llamada torre de convección. Si arriba el viento aumenta, la columna de convec-

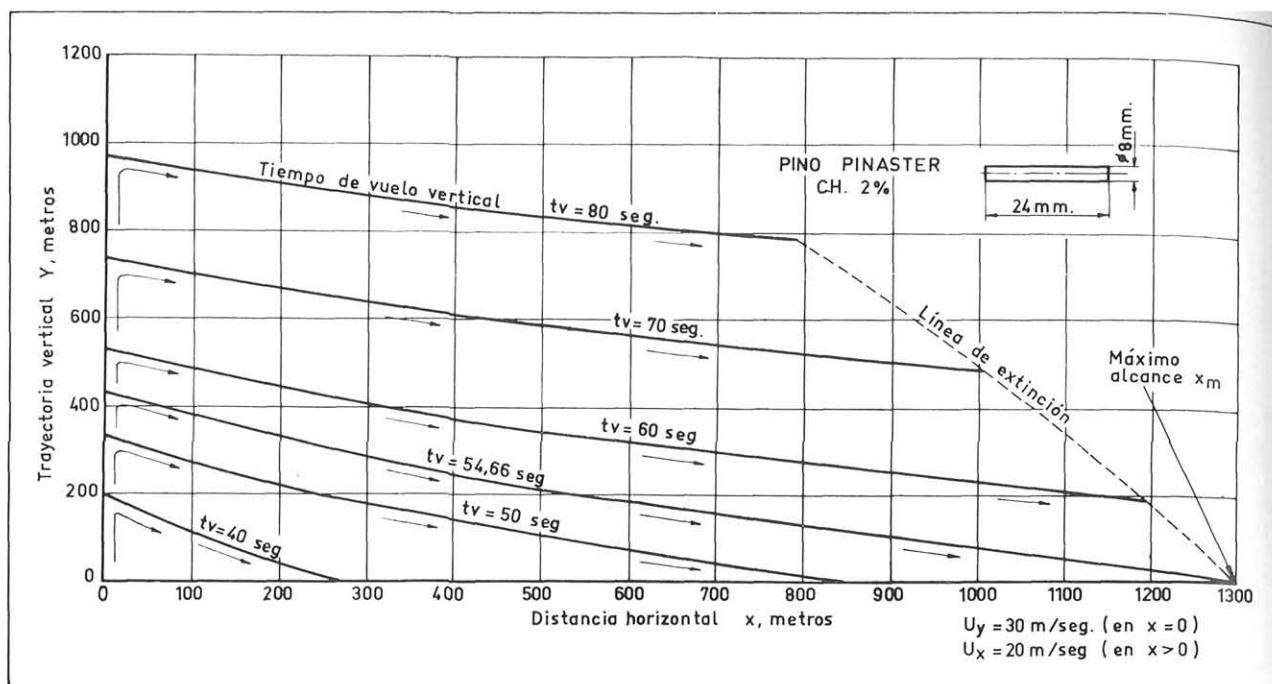


Fig. 9.— Trayectorias de vuelo de partículas cilíndricas. Modelo de columna de convección vertical.

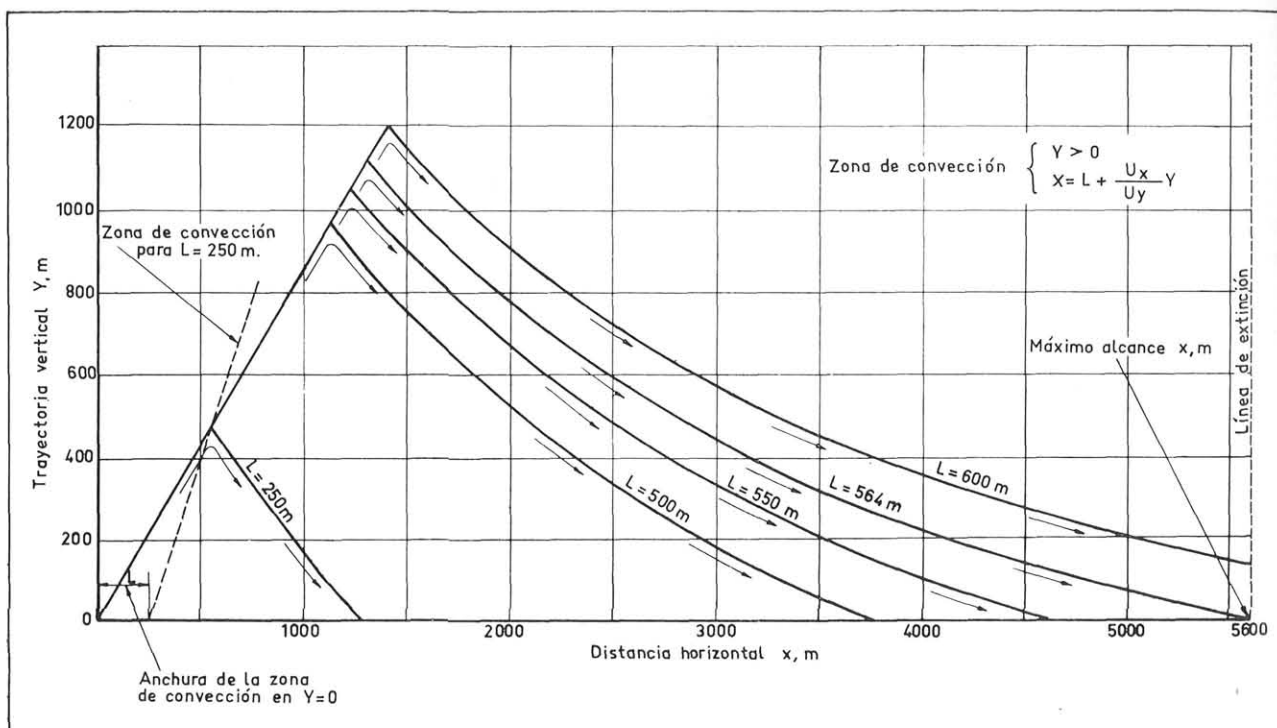


Fig. 10.— Trayectoria de vuelo de partículas esféricas. Modelo de columna de convección inclinada. La posición inicial de la partícula sobre el nivel del terreno es fijo.

ción se curva gradualmente en la dirección del viento.

Cuando existe a gran altura un fuerte gradiente en la velocidad del viento la columna de con-

vección se curva agudamente, originando lo que es llamada una "columna de convección fracturada".

No existen apenas datos sobre los valores de la velocidad convectiva dentro de la columna de convección, aunque velocidades ascendentes verticales de unos 100 a 130 Km./h. han sido observadas en algunos fuegos de gran intensidad.

No existen datos sobre la variación de tales velocidades verticales en función de la altura de las columnas de convección naturales. ROUSE indica que la velocidad de convección decrece en la proporción de  $1/3$  de la altura sobre una fuente puntual de fuego, pero es discutible si el modelo de ROUSE puede aplicarse a un fuego forestal.

Una vez calculadas las curvas  $w_f = f(t)$ , las trayectorias de vuelo y la distancia en que se produce la extinción de las partículas pueden ser calculadas inmediatamente para cualquier tipo de columna de convección. Sin embargo, por simplicidad, y debido a la escasez actual de datos, se considerarán dos modelos simplificados de columnas de convección.

El primer modelo considera una columna de

convección vertical de velocidad constante. Las partículas ardiendo son elevadas por la columna de convección, expulsadas a una cierta altura por la turbulencia y entonces recogidas por el viento a velocidad constante (fig. 9).

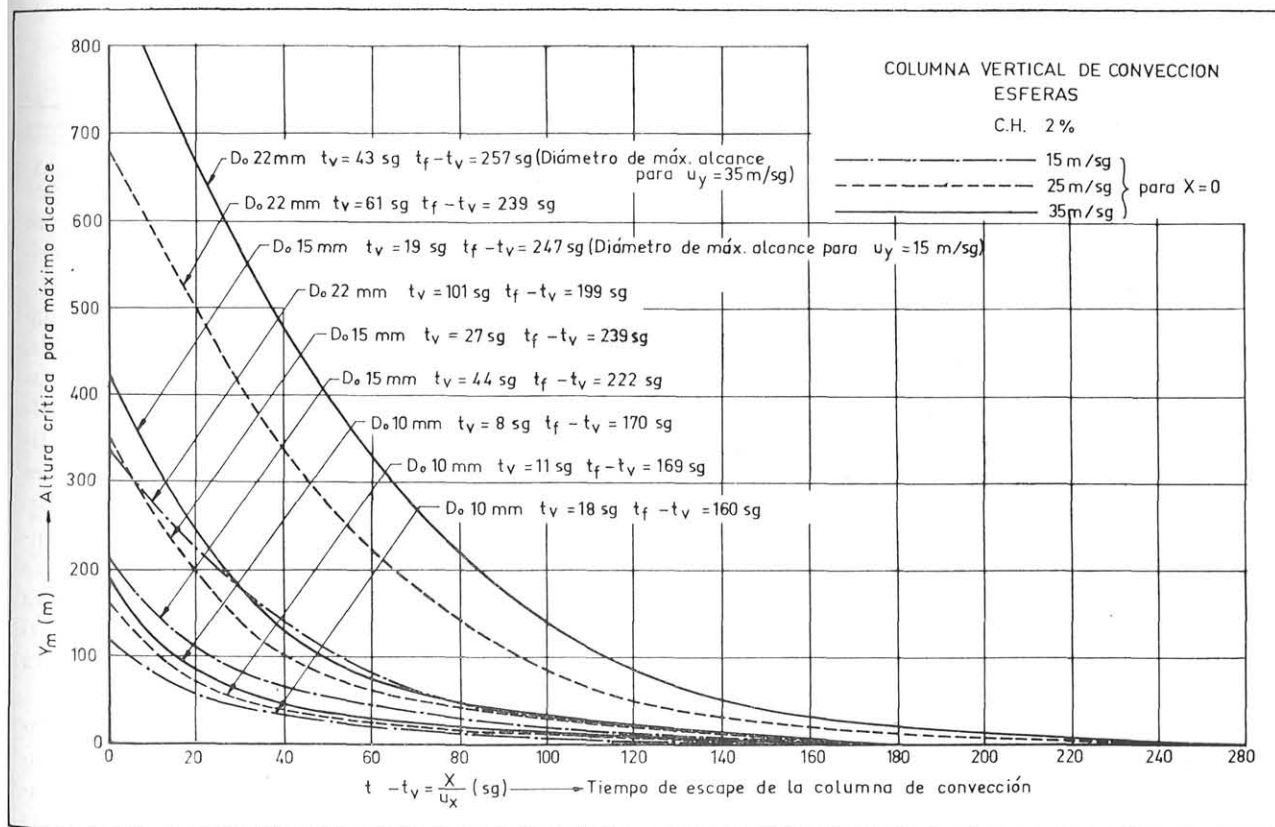
En el segundo modelo se considera una columna de convección inclinada de una anchura dada. La velocidad dentro de la columna de convección se considera constante e igual al producto de una componente horizontal del viento y de una componente constante vertical de la velocidad convectiva.

Las partículas son alzadas desde el suelo y elevadas por la columna de convección hasta un punto determinado por la posición inicial de la partícula ardiendo (fig. 10).

Las figuras 9 y 10 muestran algunos ejemplos de trayectorias de vuelo de partículas esféricas y cilíndricas para los dos modelos de columnas de convección.

Puede observarse que si la partícula ardiendo deja la columna de convección a una altura crítica, alcanza su distancia horizontal máxima mientras sigue aún ardiendo.

Fig. 11. — Altura crítica para un alcance máximo de una partícula esférica de diferentes tamaños. Se representa en función del tiempo de escape de la columna de convección.



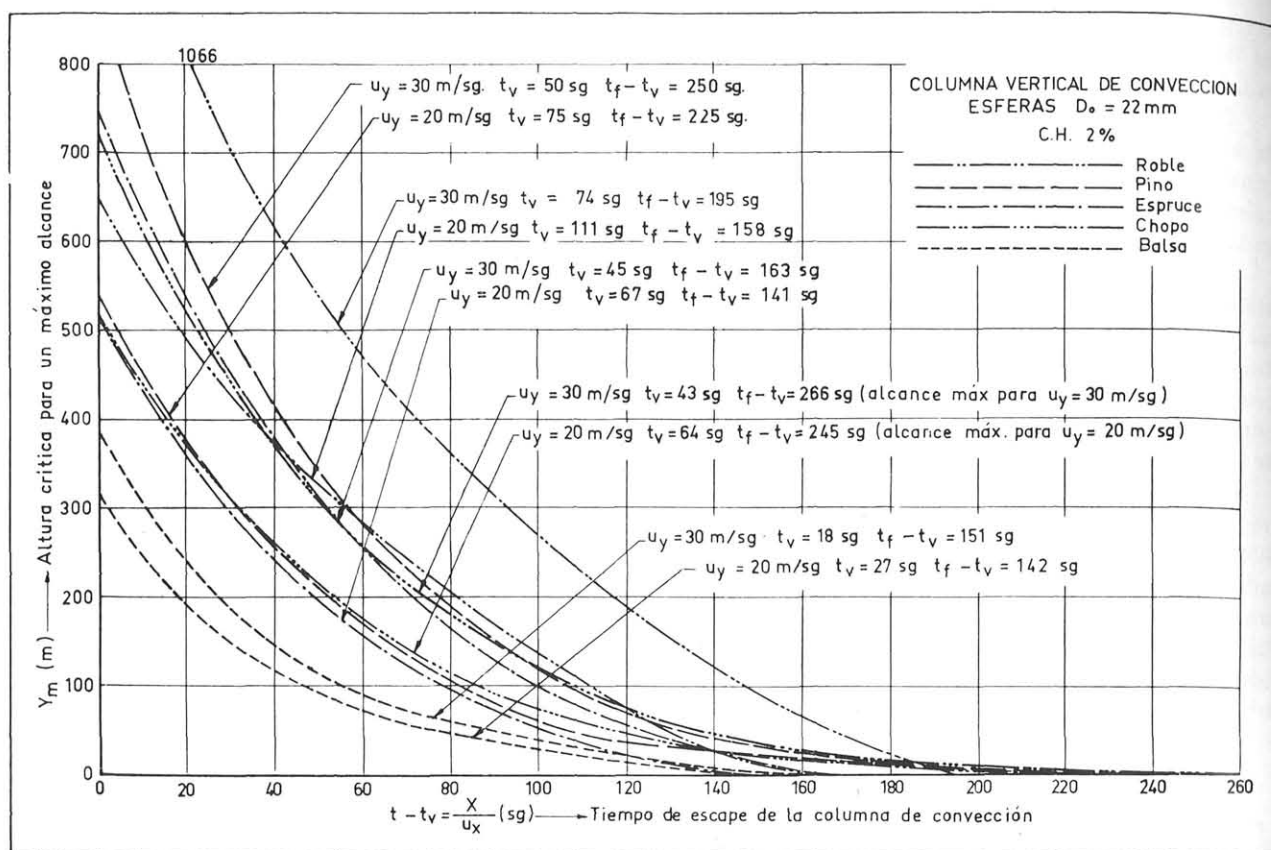


Fig. 12. — Altura crítica para un alcance máximo de una partícula esférica de diferentes tamaños. Se representa en función del tiempo de escape de la columna de convección.

Puede verse que partículas esféricas o cilíndricas, aun de pequeño tamaño, pueden alcanzar grandes distancias horizontales mientras continúan ardiendo, mostrando el peligro potencial de una propagación del fuego en condiciones adversas (fuerte viento horizontal e intensas corrientes verticales convectivas).

## 7. Resultados y conclusiones.

Los resultados y conclusiones obtenidos más importantes desde el punto de vista de la característica de la combustión y trayectorias de vuelo de las partículas ardiendo son los siguientes:

1.º Las trayectorias de vuelo de las partículas ardiendo pueden ser estudiadas en los casos prácticos, suponiendo que siempre vuelan a su velocidad límite de caída.

2.º Esta simplificación permite un cálculo fácil de las trayectorias de vuelo por medio de los datos obtenidos experimentalmente quemando partículas en un flujo de aire de velocidad continuamente igual a la velocidad límite de caída de las mismas.

3.º En circunstancias adversas partículas inflamadas pueden caer a grandes distancias del frente de avance del fuego.

4.º Estas grandes distancias son alcanzadas por las partículas ardiendo cuando éstas permanecen en la columna de convección hasta una altura crítica.

5.º La zona de peligro potencial de propagación del fuego depende, en forma considerable, del tamaño de las partículas inflamadas. El tamaño crítico o más peligroso depende especialmente del valor de la velocidad convectiva. La figura 11 muestra un ejemplo de cómo influye en los resultados el tamaño inicial de las partículas.

6.º El tipo de madera tiene una apreciable influencia sobre los procesos. La figura 12 muestra resultados comparativos de cinco tipos de madera ensayados. De las diferentes especies estudiadas, el álamo es la más peligrosa desde el punto de vista de alcance máximo.

7.º La forma de la partícula es un factor importante en el proceso. Hasta el momento de publicarse este trabajo solamente han sido estudiadas partículas esféricas y cilíndricas. Para valores

parecidos de las velocidades límites de caída, las partículas cilíndricas pueden alcanzar una mayor distancia horizontal. Por consiguiente, ellas son las más peligrosas.

8.º La cantidad de humedad contenida alarga el proceso de ignición, pero no ejerce gran influencia en la trayectoria de vuelo de las partículas ardiendo.

9.º El movimiento libre de las partículas no influye de una forma significativa en sus propiedades de vuelo y tiempos de combustión.

#### 8. Combustión de madera con convección forzada.

Se realizó un estudio con el fin de conocer las propiedades generales de la combustión de madera cuando existe convección forzada. Para partículas de madera de diversos tamaños y formas, ardiendo sometidas a un viento de velocidad constante, se determinaron expresiones empíricas de las leyes de variación del diámetro y densidad de las partículas en función del tiempo y velocidad del viento durante el proceso de combustión.

A partir de estas expresiones fue posible calcular la velocidad límite de caída de partículas inflamadas y a partir de ella las trayectorias de vuelo bajo condiciones de viento dadas.

Estos estudios proporcionaron conclusiones muy generales, especialmente considerando que los resultados pueden expresarse en forma adimensional.

Solamente se muestra un ejemplo del método seguido, ya que estos estudios fueron iniciados recientemente y sólo se disponen de unos pocos datos experimentales.

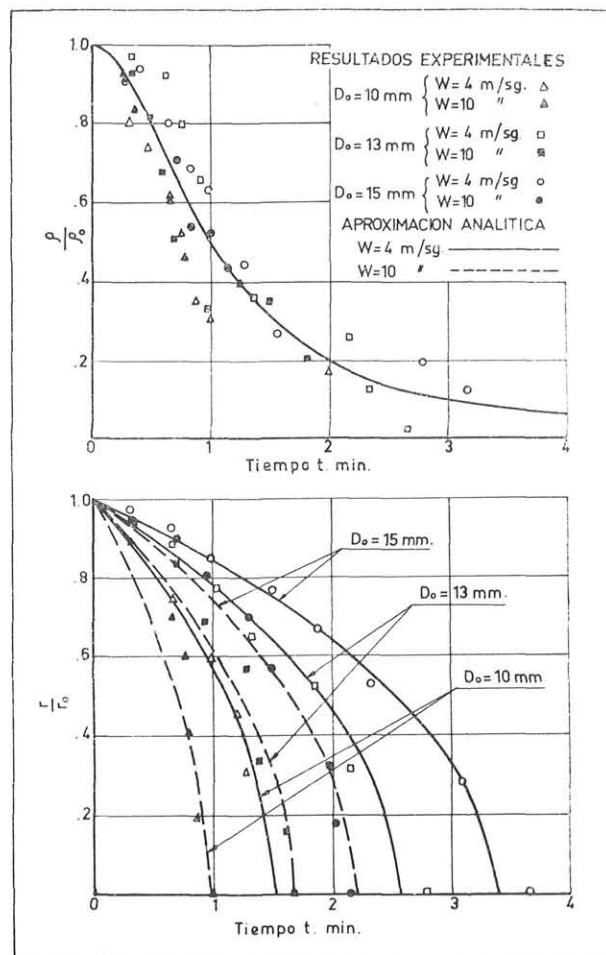
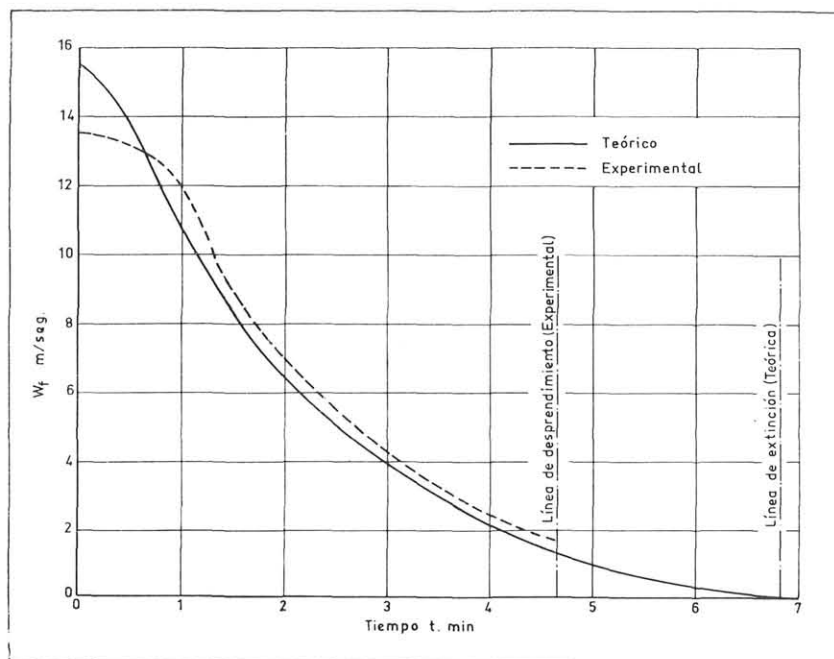


Fig. 13.— Aproximación empírica de las leyes de variación de la densidad y diámetro de partículas esféricas en función del tiempo.

Fig. 14.— Comparación de las curvas  $w_f = f(t)$  teóricas y experimentales de partículas esféricas.



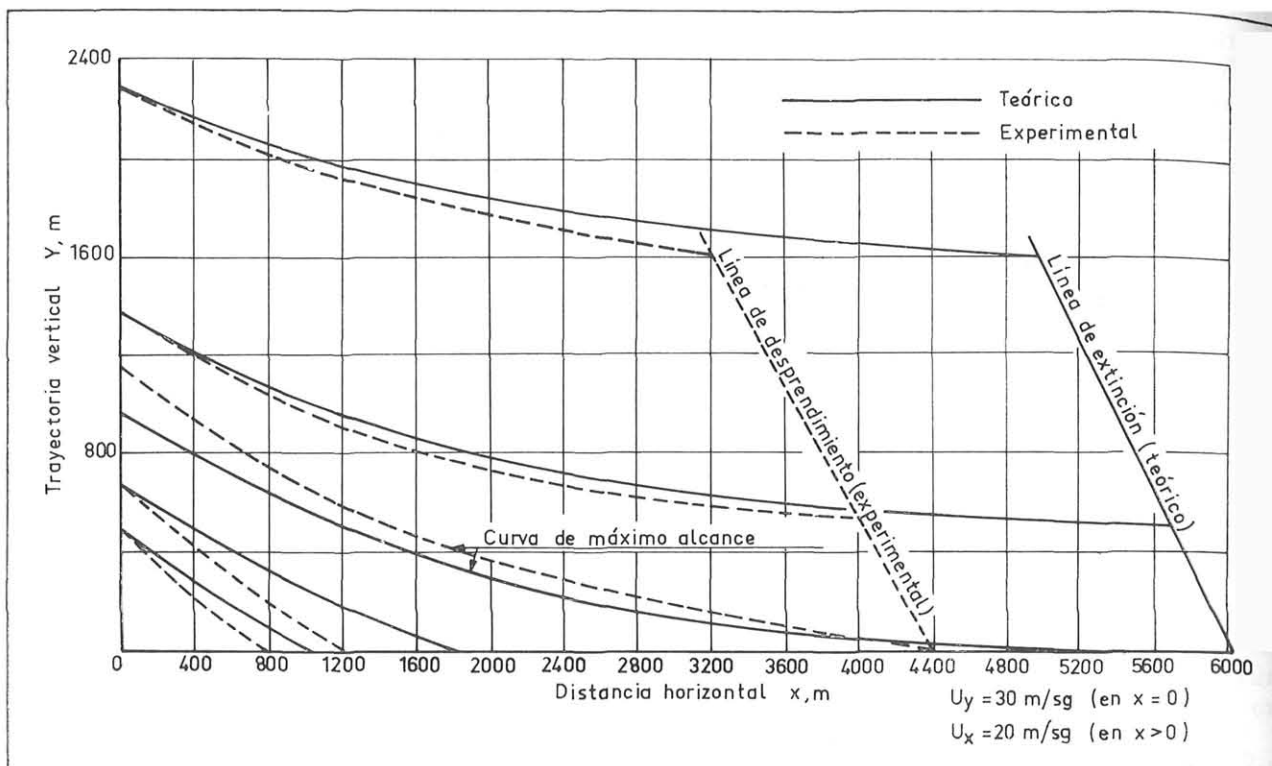


Fig. 15. — Comparación de las trayectorias de vuelo teórico y experimental de partículas esféricas. La trayectoria experimental es más corta porque la partícula se desprende cuando llega a un tamaño pequeño, mientras que, teóricamente, se quema hasta llegar a un diámetro nulo

A partir de los datos experimentales obtenidos se llega a la conclusión de que la combustión convectiva a velocidad constante de pequeñas esferas y cilindros de madera puede aproximarse mediante expresiones de la forma (fig. 13):

$$\frac{\rho_w}{\rho_{w,0}} = (1 + \gamma t^2)^{-1}; \quad [16]$$

$$\frac{r^2}{r_0^2} = 1 - [(\beta + \delta w)/r_0^2] t; \quad (w = \text{cte}). \quad [17]$$

En estas expresiones,  $\eta$ ,  $\beta$ , y  $\delta$  son parámetros que dependen del tipo de madera y de la humedad de la misma.

Se observó que, aparentemente, la variación de la densidad no depende apreciablemente de la velocidad del viento y que la ley de variación del radio es similar a la de la combustión de esferas líquidas.

Suponiendo que la variación del área de la superficie de la partícula ardiendo obtenida por la diferenciación de la ecuación [17]:

$$d\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 = -[(\beta + \delta w)/r_0^2] dt, \quad [18]$$

es la misma que en una combustión que tiene lugar a la velocidad límite de caída, e introduciendo en la ecuación [18] el valor de  $w$  dado por:

$$w = w_f = w_{f,0} \left( \frac{\rho_w}{\rho_{w,0}} \frac{r}{r_0} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad [19]$$

se obtiene la siguiente ecuación diferencial:

$$d\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 = - \left[ \beta + \delta w_{f,0} (1 + \gamma t^2)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{1}{2}} \right] \frac{dt}{r_0^2}. \quad [20]$$

Que proporciona la variación del radio de la partícula en función del tiempo cuando ésta vuela a su velocidad límite de caída.

En la figura 14 se comparan la curva experimental  $w_f = f(t)$  y la curva teórica dada por la ecuación [20]. La figura 15 muestra las trayectorias de vuelo obtenidas de ambas curvas.

Puede observarse que la aproximación dada por la curva teórica es suficientemente buena. Sin embargo, el tiempo de extinción o punto final de

la curva  $w_f = f(t)$ , obtenido teóricamente, es considerablemente mayor que el valor experimental.

Esto es debido al hecho de que las partículas de madera nunca arden en el túnel hasta llegar a tener un diámetro cero, sino que siempre se desprenden del alambre cuando se han consumido hasta un pequeño tamaño. Por tanto, los resultados teóricos son probablemente más exactos en este caso, pero en todo caso, esta discrepancia no es realmente importante.

### Reconocimiento.

Los autores están agradecidos a los ingenieros aeronáuticos Sres. Liñán, Bollaín, Villa y Mezquida, que uno u otro tiempo han colaborado en el desarrollo de estos trabajos.

### Referencias.

1. DAVIS, K. P.: *Forest Fire. Control and Use*. McGraw-Hill, 1959.
2. SÁNCHEZ TARIFA, C.: *Open Fires and Transport of Firebrands*. First Annual Report. I.N.T.A. Madrid, 1962.
3. — *Open Fires and Transport of Firebrands*. Second Annual Report. I.N.T.A. Madrid, 1963.
4. *International Symposium on the Use of Models in Fire Research*. National Academy of Sciences. National Research Council Publication 786, 1961.

### Nomenclatura.

- $A$  = área transversal máxima de una partícula.  
 $C_D$  = coeficiente aerodinámico de resistencia.  
 $D$  = diámetro.  
 $g$  = aceleración de la gravedad.  
 $m$  = masa de la partícula.  
 $0$  = valor inicial (subíndice).  
 $r$  = radio.  
 $t$  = tiempo.  
 $t_b$  = tiempo de extinción.  
 $t_g$  = tiempo final, igual a  $t_b$  o  $t_g$ .  
 $t_g$  = tiempo de vuelo hasta que la partícula cae al suelo.  
 $u$  = velocidad del viento.  
 $V$  = velocidad absoluta de la partícula.  
 $w$  = velocidad relativa del viento respecto a la partícula.  
 $w_f$  = velocidad límite de caída de una partícula.  
 $X$  = eje horizontal; también como subíndice componente según...  
 $Y$  = eje vertical; también como subíndice componente según...  

$$\alpha = \frac{C_D A}{2 m}$$
 $\epsilon_x, \epsilon_y$  = errores en la longitud de la trayectoria de vuelo.  
 $\rho$  = densidad del aire.  
 $\rho_w$  = densidad de la madera.  
 $\eta, \beta, \delta$  = parámetros.